第 64 卷 第 5 期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 5
2023 年 9 月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Sept., 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.05.009

快速射电暴光学对应体在中国未来大视场望远镜中的可探测性分析*

周琪琳[1,2] 李 晔[2†] 耿金军[2] 杨元培[3] 胡茂凯[2] 胡 镭[2] 吴雪峰[2] 郑 胜[1]

(1 三峡大学天文与空间科学中心 宜昌 443002)
(2 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)
(3 云南大学西南天文研究所 昆明 650504)

摘要 快速射电暴是近年来发展最快的天文学科之一. 理论上, 快速射电暴可能存在毫秒到小时时标的光学对应体. 快速射电暴光学对应体有可能在中国未来大视场望远镜中探测到, 例如: 中国空间站工程巡天望远镜(China Space Station Telescope, CSST)、中国科学技术大学和紫金山天文台合作的2.5 m大视场巡天望远镜(Wide Field Survey Telescope, WFST)和地球2.0 (Earth 2.0, ET)等. 快速射电暴光学对应体通常分为毫秒时标光学对应体、小时时标光学对应体和光学余辉. 前两者可产生于快速射电暴的高能外延或是快速射电暴的射电辐射与高能电子的逆康普顿散射, 探测率与光学-射电流量比η_ν关系密切. 对于毫秒时标光学对应体, 最理想情况下WFST、CSST和ET的探测率可以达到每年上百个. 当$\eta_\nu \sim 10^{-3}$时, WFST、CSST的年探测率仅为1个的量级, ET的年探测率为19.5个. 对于小时时标光学对应体, 最理想情况下超新星遗迹的年龄为5年且η_ν约为10^{-6}时, 年探测率可到100以上. FRB 200428的X射线对应体表明, 快速射电暴可能产生相对论性外流并且与星际介质相互作用产生光学余辉. 结合快速射电暴的能量、在宇宙中的分布以及标准余辉模型, 可以对快速射电暴余辉的可探测性进行研究. 当总能量-射电能量比与FRB 200428类似($\zeta = 10^5$)时, CSST、WFST和ET的年探测率分别为1.3、1.0和67个.

关键词 恒星: 快速射电暴, 恒星: 中子星, 恒星: 磁陀星
中图分类号: P152; **文献标识码**: A

1 引言

快速射电暴(Fast Radio Bursts, FRBs)是河外起源的毫秒射电爆发, 能量高达10^{39} erg[1]. 到目前为止, 已经报道了超过600个快速射电暴[2]. 其中25个探测到了重复爆发(以下称“重复暴”). 由于能量高、持续时间短, 快速射电暴模型多与中子星有关, 如磁陀星[3]、双中子星合并[4]、中子星与小行星的碰撞[5]等. 值得一提的是, 与银河系内磁陀星相关的FRB 200428证实了磁陀星可以产生快速射电暴[6–7]. 但目前还不清楚河外快速射电暴是否与银河系的快速射电暴的起源相同.

在射电波段以外, 唯一存在多波段对应体的快速射电暴是FRB 200428. 其存在一对X射线对应

2023-03-15收到原稿, 2023-04-14收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12041306、12103089、12003028), 国家重点研发计划项目(2022SKA0130100), 中国科学院重大挑战国际合作项目(114332KYSB20210018), 中国载人航天工程巡天望远镜项目(CMS-CSST-2021-B11), 江苏省自然科学基金项目(BK20211000), 青海省科技重大专项(2019-ZJ-A10)及唐仲英基金会资助

†yeli@pmo.ac.cn

体, 证实了快速射电暴与磁陀星的关联以及相对论性外流的存在. 在理论上, 快速射电暴也可能存在光学对应体, 持续时间从毫秒到小时不等. 持续时间为毫秒量级的理论有快速射电暴本身在光学波段的延伸以及快速射电暴与中子星磁层中高能电子的逆康普顿散射(Inverse Compton scattering, IC)[8]. 激波中的脉泽则可能产生秒量级的光学耀发[9]. 如果快速射电暴是由磁陀星产生的, 磁陀星耀斑之间的相互作用也可能产生光学辐射[10]. 如果快速射电暴被超新星遗迹(Supernova Remnant, SNR)包围, 快速射电暴与超新星遗迹中高能电子的逆康普顿散射可能产生持续时间数小时的光学耀发[8]. 外流与星际介质(Interstellar Medium, ISM)相互作用产生的光学对应体持续时间也类似[11].

为了寻找快速射电暴的光学对应体, 研究者们已经做了一些尝试. 一方面, 人们通过对已知重复暴进行光学和射电同时观测, 搜寻快速射电暴的光学对应体. 其中, FRB 121102进行过射电和光学望远镜TNT (Thai National Telescope)[12]、MAGIC (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes)[13]、D50 (50 cm D50 telescope)[14]和GTC (Gran Telescopio Canarias)[15]的同时观测. 曝光时间为0.1–77.01 ms. 在光学望远镜观测期间, 射电望远镜共观测到了十几个爆发, 光学对应体的通量限制为0.33–10 mJy. 同样地, 也对FRB 180916B进行了观测[16–18]. 尽管在光学观测过程中并没有观察到对应的快速射电暴, 但Kilpatrick等[18]给出的30 s曝光限制为i波段极限星等$m_{\rm i} > 24.7$、时间延迟下限为2.2 s. 对FRB 190520B的光学-射电同时观测共观测到了11个快速射电暴[19], 曝光时间为40.1 ms, 通量限制上限为29 mJy. 另一方面, 大视场巡天也用于搜寻快速射电暴光学对应体, 特别是秒到小时量级的快速射电暴光学对应体. 人们搜寻了FRB 180916B[20]和FRB 20200120E[21]位置的数千个ZTF (Zwicky Transient Facility)曝光, 但没有找到光学爆发. 也对Gaia (Global Astrometric Interferometer for Astrophysics)、PTF (Palomar Transient Factory)等大视场巡天数据中快速射电暴的光学对应体进行了搜寻[22]. 迄今为止, 还没有发现确定的快速射电暴光学对应体. 唯一一个可能的候选体是MASTER-Kislovodsk (Mobile Astronomical System of Telescope-Robots)望远镜探测到的AT 2020hur, 与FRB 180916B位置符合. 但仍缺少具体的观测细节[23].

在时域天文学发展的推动下, 中国正在或计划建设一批大视场光学巡天望远镜, 其中包括: 中国科学技术大学与紫金山天文台合作共建的2.5 m大视场巡天望远镜(Wide Field Survey Telescope, WFST)、中国空间站工程巡天望远镜(China Space Station Telescope, CSST)、地球2.0 (Earth 2.0, ET)等. 本文对WFST、CSST和ET的快速射电暴光学对应体探测率进行了估计. 文章组成如下: 第2节总结了中国未来大视场望远镜(WFST、CSST和ET)的主要参数及性能; 第3节中, 预测了各种快速射电暴光学对应体的可探测性, 包括持续时间在毫秒到小时量级的光学对应体以及光学余辉; 最后, 在第4节中进行了总结和讨论. 在整个研究过程中, 采用了标准的含宇宙常数的冷暗物质宇宙学模型(Lambda cold-dark-matter model, ΛCDM), 参数如下: 哈勃常数$H_0 = 67.8\ {\rm km\cdot s^{-1}\cdot Mpc^{-1}}$、物质占比$\Omega_{\rm m} = 0.308$、暗能量占比$\Omega_\Lambda = 0.682$.

2 中国未来的光学巡天望远镜

CSST是中国载人航天工程正在建造的大型空间天文望远镜. 其口径为2 m, 计划与空间站共轨独立飞行, 于2023年底发射[24–25]. 其装备有大视场光学巡天模块、太赫兹模块、多通道成像仪、积分视场光谱仪和系外行星成像星冕仪等观测终端. 大视场光学巡天模块的视场为1.1 deg^2, 角分辨为0.15角秒, 以精确宇宙学为主要科学目标. 配备了30块电荷耦合器件(Charge-Coupled Device, CCD), 包括18个成像CCD (覆盖NUV (near ultra-violet)、u、g、r、i、z和y波段)和12个无缝光谱CCD (GU、GZ和GI). 该巡天计划在大约10 yr观测时间内覆盖17500 deg^{2}的天区. 在巡天过程中, 每个区域将被每个CCD覆盖一次, 每次曝光150 s. 2次150 s曝光叠加后, r波段极限星等约为26等. CSST计划完成

高空间分辨率、大面积的多色成像和无缝光谱巡天, 并可使用多种仪器对选定天体进行精细观测和研究, 有望在暗物质、暗能量、星系形成与演化、系外行星探测等天文领域和基础物理领域的重大问题上取得突破.

中国科学技术大学和中国科学院紫金山天文台联合建设的2.5 m大视场巡天望远镜(Wide Field Survey Telescope, WFST)座落于中国青海省冷湖镇赛什腾山, 具有大视场、高精度、宽波段的巡天能力. 其口径2.5 m, 覆盖u、g、r、i、z五个波段, 30 s曝光极限星等为22.95等[26]. 模拟研究发现, WFST在合理的巡天策略下运行一年可以发现超过一万颗峰值前的超新星, 其中近百颗有早期的多色观测[27]. WFST运行期间将是北半球综合效率最高的地面光学图像巡天设备, 可提供高精度的测光和位置测量, 监测运动天体、天体光变和搜寻暂现源, 并补充位于南半球的大口径全天巡视望远镜(Large Synoptic Survey Telescope, LSST)对天区覆盖的不足, 实现全天时域监测.

ET是中国正在研制的空间望远镜, 用于搜寻各种轨道周期的系外行星, 特别是类太阳恒星周围的类地球行星[28]. ET由6个口径为30 cm的凌星望远镜和一个微引力透镜望远镜组成, 每个望远镜将配备4个9 k × 9 k像素的CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor)探测器. 每个凌星望远镜的视场为500 deg^2, 指向同一个方向. 6个凌星望远镜10 s曝光叠加后的极限星等为20.6等. 表1中, 列出了上述各个光学望远镜的重要参数, 包括: 口径、视场、典型曝光时间和各波段的极限星等.

表 1　WFST、CSST和ET的主要参数
Table 1　Main specifications of WFST, CSST and ET

Telescope	Aperture /m	FOV /deg^2	$t_{\rm exp}$ /s	limiting magnitudes NUV	u	g	r	i	z	y	white
WFST	2.5	6.5	30	-	22.31	23.42	22.95	22.43	21.50	-	-
CSST	2	1.1	150	25.0	25.0	25.9	25.6	25.5	24.8	24.0	-
			2×150	25.4	25.4	26.3	26.0	25.9	25.2	24.4	-
ET	0.3	500	10	-	-	-	-	-	-	-	20.6

3　快速射电暴光学对应体的探测能力

3.1　毫秒时标光学对应体的探测能力

理论上, 快速射电暴的辐射可以从射电波段向光学波段延伸. 延伸之后的持续时标与快速射电暴本身类似, 都在毫秒量级. 由于快速射电暴亮温度极高, 一般认为其起源于相干辐射. 常见的相干辐射机制有相干曲率辐射[29−33]和脉泽机制[34−38]. 相干曲率辐射指的是相对论性带电粒子沿着磁力线运动时, 切向加速度产生的辐射, 具有极强的集束效应. 观测上, 快速射电暴能谱表现为幂律谱, 单位频率流量$f_\nu \propto \nu^{-1.6}$. 理论上, 光学波段的短波会使曲率辐射中的相干性变弱, 导致能谱的截断. 因此, 相干曲率辐射的光学-射电流量比[8]:

$$\eta_\nu = \frac{f_{\nu,{\rm opt}}}{f_{\nu,{\rm ratio}}} \lesssim 10^{-10}, \quad (1)$$

其中, $f_{\nu,{\rm opt}}$和$f_{\nu,{\rm radio}}$分别为光学和射电流量. 脉泽机制是在射电波段发生的受激辐射放大现象. 快速射电暴主要可能产生于相对论性磁化激波中的同步脉泽现象. 通常来说, 受激放大现象发生的能段比较窄, 因此光学波段会比较弱. 弱脉泽中, 光学流量$f_{\nu,{\rm opt}} \lesssim 10^{-9} f_{\nu,{\rm radio}}$, 强脉泽中的光学辐射更弱.

另一方面, 如果快速射电暴产生于磁陀星, 其射电辐射将可能与磁陀星磁层中的高能电子作用产生逆康普顿散射, 从而形成光学辐射. 诞生初期的脉冲星自旋周期为几十毫秒, 磁层半径很小, 在数百米到数千千米, 逆康普顿散射产生的光学爆

发持续时标也在毫秒量级. 辐射光度依赖于磁场强度B、自旋周期P等. 最理想情况下, 快速射电暴产生于磁场$B \gtrsim 10^{14}$ Gs的磁陀星中[8]:

$$f_{\nu,\rm opt} \simeq 5\times10^{-5}\eta_\gamma\left(\frac{\mu_\pm}{10^3}\right)\left(\frac{B}{10^{14}\ \rm Gs}\right)\left(\frac{P}{10\ \rm ms}\right)^{-1} f_{\nu,\rm radio}\,, \quad (2)$$

其中, η_γ是电子洛伦兹因子$\gamma \gtrsim 10^3$的正负电子占总电子数的比值, $\mu_\pm$是正负电子在级联中的倍增率, 远大于快速射电暴本身的高能延伸. 因此, 可探测的毫秒量级快速射电暴光学对应体由快速射电暴与磁层中高能电子的逆康普顿散射主导, 典型流量为$f_{\nu,\rm opt} \sim 5\times10^{-5} f_{\nu,\rm radio}$. 如果考虑脉冲星的相关参数作为可能的参数范围, 则磁场$B \sim 10^{10}$–10^{15} Gs, 自旋$P \sim 0.001$–10 s, $\mu_\pm \sim 10^2$–10^4, 光学-射电流量比$\eta_\nu \sim 5\times10^{-13}$–$5\times10^{-2}$.

大视场光学望远镜的曝光时间一般为10 s量级, 远大于毫秒. 持续时标为毫秒的快速射电暴光学对应体的探测率可估计为:

$$N_{\rm ms,opt} = N_{\rm FRB}(>F_{\rm lim,radio})\frac{\Omega}{4\pi}\,, \quad (3)$$

其中, Ω是望远镜的视场, $N_{\rm FRB}$是快速射电暴关于单位频率通量$F_{\nu,\rm radio}$的累积探测率. 在这里, 我们使用加拿大氢强度测绘实验(Canadian Hydrogen Intensity Mapping Experiment, CHIME)望远镜给出的关于通量的累积探测率[39]:

$$N_{\rm FRB}(>F_{\nu,\rm radio}) = 818^{+229}_{-210}\left(\frac{F_{\nu,\rm radio}}{5\ \rm Jy\cdot ms^{-1}}\right)^{-1.4} \rm sky^{-1}\cdot d^{-1}\,, \quad (4)$$

其中, sky表示全天面积, 为41252.96 deg^2, $F_{\rm lim,radio}$是射电通量下限, 可通过各光学望远镜的灵敏度计算: $F_{\rm lim,radio} = \Delta t_{\rm FRB} f_{\rm lim,radio} = \Delta t_{\rm FRB} f'_{\rm lim,opt}/\eta_\nu$, 其中$\Delta t_{\rm FRB}$是FRB的持续时间, $f_{\rm lim,radio}$是射电流量下限. 由于望远镜曝光时间$t_{\rm exp}$远大于毫秒级光学对应体的持续时间$\Delta t_{\rm opt}$, 有效的光学流量上限$f'_{\rm lim,opt} = f_{\rm lim,opt} t_{\rm exp}/\Delta t_{\rm opt}$, 其中, $\Delta t_{\rm opt}$为毫秒时标光学对应体的持续时标. 假设$\Delta t_{\rm opt}$与快速射电暴本身的持续时标$\Delta t_{\rm FRB}$类似, $F_{\rm lim,radio} = t_{\rm exp} f_{\rm lim,opt}/\eta_\nu$, 望远镜的流量下限$f_{\rm lim,opt}$由极限星等转换得到. 使用表1中的参数可以计算各探测器的快速射电暴光学对应体探测率. 表2中给出了不同η_ν对应的探测率.

可以看到, 最理想情况下, $\eta_\nu = 5\times10^{-2}$时, WFST和CSST的探测率可以达到每年上百个, 即一两天一个. 而ET的探测率甚至高达上千个, 这有赖于ET的大视场和相对较短的曝光时间. 然而, Gaia和ZTF的探测表明, 并不存在这么多的暂现源[22], 并限制$\eta_\nu < 10^{-3}$. 当$\eta_\nu = 10^{-3}$时, 对应的WFST、CSST的年探测率约为1个, ET的年探测率接近20个. 对于η_ν的典型值5×10^{-5}, ET约为3年一个, WFST为59年一个, CSST为105年一个. 对于曲率辐射和同步脉泽, 光学-射电通量比η_ν只有10^{-9}和10^{-10}, 预期的年探测率为小于10^{-8}, 可忽略不计.

表 2 快速射电暴光学对应体年探测率估计

Table 2 Estimation of the annual event rate of FRB optical counterparts

Event rate	Millisecond-timescale*				Hour-timescale		
	η_ν				η_ν		
	5.0×10^{-2}	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-5}	1.0×10^{-10}	8.8×10^{-6}	2.2×10^{-6}	7.7×10^{-12}
WFST/yr^{-1}	268.9	1.1	1.7×10^{-2}	1.7×10^{-9}	290.2	42.7	9.0×10^{-7}
CSST/yr^{-1}	150.2	0.6	9.5×10^{-3}	9.5×10^{-10}	1543.5	221.6	5.0×10^{-6}
ET/yr^{-1}	4652	19.5	0.29	2.9×10^{-8}	1078.4	154.8	4.0×10^{-6}

* According to the duration, the optical counterparts of fast radio bursts can be grouped into millisecond-timescale and hour-timescale. They require different observation strategies.

3.2 小时时标光学对应体的探测能力

河内快速射电暴FRB 200428产生于磁陀星SGR 1935+2154, 并且附近存在着超新星遗迹[40], 与快速射电暴和超新星相关的模型[41–43]相吻合. 如果大多数快速射电暴都起源于磁陀星, 并且周围存在着超新星遗迹, 射电辐射可能通过与超新星遗迹中高能电子的逆康普顿散射过程产生光学辐射. 由于散射发生在超新星遗迹的外圈, 产生的光学辐射持续时间[8]:

$$\Delta t_{\rm opt} = 2.5\times10^4\ {\rm s}\left(\frac{t}{5\ {\rm yr}}\right)\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2}\left(\frac{E}{10^{51}\ {\rm erg}}\right)^{-1/2}\left(\frac{\theta_{\rm IC}}{0.1}\right)^2, \tag{5}$$

其中, t为超新星遗迹的年龄, M为超新星抛射物质量, E为超新星的动力学能量, $\theta_{\rm IC}$为FRB持续时间内扫过的角度. t的典型时标取为5 yr是因为在太过年轻的超新星遗迹中, 快速射电暴会由于自由-自由吸收无法穿透超新星遗迹. 可以看到, 对于年轻的超新星遗迹, 光学辐射持续时间为小时量级, 并且持续时间随着超新星遗迹的年龄而增长.

光学辐射的流量存在两种情况[8]:

$$f_{\nu,\rm opt} \simeq 10^{-6}\eta_\gamma\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{t}{5\ {\rm yr}}\right)^{-2}\left(\frac{E}{10^{51}\ {\rm erg}}\right)^{-1} f_{\nu,\rm radio} \tag{6}$$

$$\times\begin{cases}8.8\left(\dfrac{P}{1{\rm s}}\right)^{-2}, & \text{for Case 1},\\[2mm] 2.2\left(\dfrac{\theta_j}{0.1}\right)^{2}, & \text{for Case 2},\end{cases} \tag{7}$$

其中, Case 1为FRB持续时间由扫过视线方向的时间决定, Case 2为FRB持续时间由脉冲张角$\theta_{\rm j}$决定. 对于SGR 1935+2154, 年龄为3.6 kyr[44], $\eta_\nu = 7.7\times10^{-12}$. 我们依旧使用(3)–(4)式对各望远镜的小时量级光学对应体探测率进行估计. 由于小时量级光学对应体的持续时间大于曝光时间, 直接使用流量计算更为直接. (4)式中的射电通量下限$F_{\rm lim,radio} = \Delta t_{\rm FRB} f_{\rm lim,radio} = \Delta t_{\rm FRB} f_{\rm lim,opt}/\eta_\nu$, 其中FRB的射电持续时标$\Delta t_{\rm FRB} = 5$ ms使用的是CHIME样本中的中值[2]. 估计的探测率列在表2中. 最理想情况下, 超新星遗迹的年龄为5 yr时Case 1和Case 2的η_ν分别为8.8×10^{-6}和2.2×10^{-6}, 年探测率展示在第6列和第7列中. 可以看到, 年探测率大都在100以上. 其中, CSST的探测率最高, 得益于其极高的灵敏度(大极限星等), 可达每天1–4个. 但对于类似于SGR 1935+2154的超新星遗迹, 年探测率小于10^{-5}, 即几乎无法探测.

3.3 余辉的探测能力

FRB 200428的X射线对应体的发现表明快速射电暴还存在高能辐射, 这些高能辐射可能来自于FRB产生过程中伴随的高速外流. 与伽马射线暴(Gamma-ray burst, GRB)中多波段余辉辐射的产生相似, 磁陀星活动产生的相对论性外流与周围的星际介质相互作用耗散其动能, 可能产生从光学到X射线甚至γ射线的辐射.

我们采用GRB标准外激波同步辐射余辉模型计算FRB可能对应的长时标余辉辐射[45–47]. 相对论性外流可以用一个初始总能量为$E_{\rm tot}$和整体洛伦兹因子为γ_0的火球描述, 假设激波耗散中电子内能和磁场能的均分参数分别为ε_e和ε_B, 非热电子为幂律谱且谱指数为p以及环境介质的数密度为n_0. 对于长时标余辉而言, 喷流组成成分等一些微观细节不会对辐射计算产生明显的影响. 观测对快速射电暴辐射机制的各种约束表明爆发产生的等离子外流整体运动洛伦兹因子至少为100, 故在下面的讨论中均采用典型值, 即: $\gamma_0 = 100$[48]. 射电脉冲星的观测表明, 其射电辐射效率通常很低, 特别是高能辐射脉冲星. 因此, 快速射电暴外流的总动能有可能显著大于快速射电暴的能量.

外流与星际介质相互作用会产生正向激波(forward shock, FS)以及反向激波(reverse shock, RS), 它们的同步辐射光谱可以由3个特征频率的分段幂律来表示: 最小同步频率(对应于洛伦兹系数最小的电子) $\nu_{\rm m}$、冷却频率$\nu_{\rm c}$和自吸收频率$\nu_{\rm a}$. 谱的峰值流量记为$f_{\nu,\max}$. 减速时标为$t_\times$, 也就是RS穿过外流壳层的时间(对于非强磁化抛射物), 可近似表示为:

$$t_\times \sim \frac{l(1+z)}{2c\gamma_0^{8/3}} \sim 3\left(\frac{E_{\rm tot}}{10^{47}\ {\rm erg}}\right)^{1/3}\left(\frac{\gamma_0}{100}\right)^{-8/3}(1+z)\ {\rm s}\,, \quad (8)$$

式中z为红移, $l=(3E_{\rm tot}/4\pi n_0 m_{\rm p}c^2)^{1/3}$为Sedov长度, $m_{\rm p}$是质子质量, c是真空中的光速. 初始体洛伦兹因子γ_0值越大$t_\times$越小. 当$E_{\rm tot}=10^{47}$ erg、$\gamma_0=100$、$n_0=1\ {\rm cm^{-3}}$时, $t_\times\sim 3$ s.

根据标准模型, 可以计算FRBs的余辉辐射. 在激波穿越时刻$t_\times$时, 正向激波的能谱和谱峰值能量可计算为[11]:

$$\nu^{\rm f}_{{\rm m},\times}=4.1\times10^{16}\varepsilon_{B,-2}^{1/2}\varepsilon_{e,-1}^{2}n_0^{1/2}{\gamma_{0,2}}^{4}(1+z)^{-1}\ {\rm Hz}\,, \quad (9)$$

$$\nu^{\rm f}_{{\rm c},\times}=7.5\times10^{19}\varepsilon_{B,-2}^{-3/2}n_0^{-5/6}{\gamma_{0,2}}^{4/3}E_{{\rm tot},47}^{-2/3}(1+z)^{-1}\ {\rm Hz}\,, \quad (10)$$

$$\nu^{\rm f}_{{\rm a},\times}=7.4\times10^{8}\varepsilon_{B,-2}^{1/5}\varepsilon_{e,-1}^{-1}n_0^{3/5}E_{{\rm tot},47}^{1/5}(1+z)^{-1}\ {\rm Hz}\,, \quad (11)$$

$$f^{\rm f}_{\nu,{\rm max},\times}=7.8\times10^{-6}\varepsilon_{B,-2}^{1/2}n_0^{1/2}E_{{\rm tot},47}D_{{\rm L},27}^{-2}(1+z)\ {\rm Jy}\,, \quad (12)$$

其中, Q_x表示$Q/10^x$, 例如: $\varepsilon_{B,-2}=\varepsilon_B/10^{-2}$; $\varepsilon_{e,-1}=\varepsilon_e/10^{-1}$; $E_{{\rm tot},47}=E_{\rm tot}/10^{47}$. $\nu^{\rm f}_{{\rm m},\times}$、$\nu^{\rm f}_{{\rm c},\times}$、$\nu^{\rm f}_{{\rm a},\times}$以及$f^{\rm f}_{\nu,{\rm max},\times}$中的上标f表示正向激波, $D_{\rm L}$为光度距离. 若取典型物理参数: $\varepsilon_e=0.1$, $\varepsilon_B=0.01$, $p=2.5$, 则有标度关系:

$$t<t_\times:\nu^{\rm f}_{\rm a}\propto t^{\frac{3}{5}}\,,\nu^{\rm f}_{\rm m}\propto t^{0}\,,\nu^{\rm f}_{\rm c}\propto t^{-2}\,,f^{\rm f}_{\nu,{\rm max}}\propto t^{3}\,, \quad (13)$$

$$t>t_\times:\nu^{\rm f}_{\rm a}\propto t^{0}\,,\nu^{\rm f}_{\rm m}\propto t^{-\frac{2}{3}}\,,\nu^{\rm f}_{\rm c}\propto t^{-\frac{1}{2}}\,,f^{\rm f}_{\nu,{\rm max}}\propto t^{0}\,. \quad (14)$$

相比较GRB的情形, 磁陀星爆发的总能量较低, 因此快速射电暴外流会在较短的时间内(小时量级以内)达到非相对论阶段, 此时体洛伦兹因子为: $\gamma\sim(3E_{\rm tot}/32\pi n_0 m_{\rm p}c^5t^3)^{1/8}$. 在此转变时间后, 正向激波的分段幂律谱及峰值流量修正为:

$$\nu^{\rm f}_{\rm a}\propto t^{\frac{6}{5}}\,,\nu^{\rm f}_{\rm m}\propto t^{-3}\,,\nu^{\rm f}_{\rm c}\propto t^{-\frac{1}{5}}\,,f^{\rm f}_{\nu,{\rm max}}\propto t^{\frac{3}{5}}\,. \quad (15)$$

图1显示了几个典型参数下的光变曲线. 其中, 总能量$E_{\rm tot}$分别为10^{47} erg、10^{45} erg和10^{43} erg, 红移z分别为0.001、0.01和0.1. 可以看到, 快速射电暴光学余辉的持续时间从几秒到几小时. 外流总能量越高, 余辉的峰值出现时间和持续时间越长. 总能量为10^{43} erg、10^{45} erg和10^{47} erg的外流产生的峰值分别出现在1 s、5 s和30 s附近. 红移越小, 流量越高, 星等越小. 图中还通过黑色实线、深蓝色虚线和灰色点线表示出了10 s曝光的ET极限星等, 30 s曝光的g波段WFST极限星等和150 s曝光的g波段CSST极限星等. 对于外流总能量为10^{47} erg的爆发, 即使红移为0.1也基本能够看到, 对于外流总能量为10^{45} erg的爆发, 只有红移低于0.01的能够看到, 对于外流总能量为10^{43} erg的爆发, 即使红移小于0.001, 也很难看到. 前面提到的望远镜的曝光时间为10–150 s. 因此, 望远镜的探测能力与余辉的持续时间有关. 如果余辉的持续时间长于曝光时间, 望远镜的极限星等与表1相同. 如果余辉的持续时间短于曝光时间, 望远镜的有效极限星等则比表1中的大. 由于余辉辐射的持续时间与外流总能量$E_{\rm tot}$等参数不存在简单关系, 因此各望远镜的余辉探测能力需要通过蒙特卡洛模拟来进行.

首先, 遵循快速射电暴在宇宙中的分布, 我们模拟了1000000个不同红移处的快速射电暴. 红移上限取为20, 但在模拟的样本中, 大多数都小于红移5. 在前人的研究中, 有些认为快速射电暴在宇宙中的分布与恒星形成率密度的分布一致[49], 有些认为快速射电暴与恒星形成率密度存在显著的时间延迟[50]. 根据最新的CHIME快速射电暴样本得到的结果中, 快速射电暴在宇宙中的分布与恒星形成率密度的分布基本一致[51]. 因此, 本文中, 我们使用宇宙中的恒星形成率密度分布形式作为快速射电暴的分布, 即:

$$\phi(z)=\frac{\phi_0}{1+z}\frac{{\rm SFRD}(z)}{{\rm SFRD}(0)}\,, \quad (16)$$

其中, ϕ_0是快速射电暴的爆发率, 对于能量为10^{39} erg以上的快速射电暴, $\phi_0=7.3^{+8.8}_{-3.8}\times10^4\ {\rm bursts\cdot Gpc^{-3}\cdot yr^{-1}}$[51]. SFRD($z$)是恒星形成率密度(star formation rate density, SFRD). 恒星形成率密度能够通过紫外、红外连续谱、发射线、

射电和X射线等多种方式来进行研究. 不同方法得到的结果略有差别, 但一般认为恒星形成在红移 $z \sim 2$附近存在一个峰值, 更早或者更晚都逐渐下降. 我们使用了紫外和红外巡天测定的恒星形成率密度SFRD(z)[52]:

$$\mathrm{SFRD}(z) = 0.015\frac{(1+z)^{2.7}}{1+[(1+z)/2.9]^{5.6}}\ M_\odot \cdot \mathrm{yr}^{-1} \cdot \mathrm{Mpc}^{-3}. \tag{17}$$

然后, 我们根据快速射电暴的能量分布函数(energy distribution function)模拟各快速射电暴的射电波段能量$E_{\rm rad}$. 我们使用了Schechter函数形式[53]的能量分布[51]:

$$\phi(E_{\rm rad})\mathrm{d}E_{\rm rad} \propto \left(\frac{E_{\rm rad}}{E^*_{\rm rad}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{E_{\rm rad}}{E^*_{\rm rad}}\right)\mathrm{d}E_{\rm rad}, \tag{18}$$

其中, $E^*_{\rm rad}$是Schechter函数的指数截断能量. 在CHIME的样本中$\lg E^*_{\rm rad} = 41.4 \pm 0.5$. α是低能段的指数, $\alpha = -1.3^{+0.7}_{-0.3}$. 我们使用的能量下限为$10^{39}$ erg.

接着, 我们根据模拟的快速射电暴的射电能量估计相对论性外流总能量$E_{\rm tot}$, 并通过标准的余辉模型, 得到光学余辉的光变曲线. 我们假设外流总能量$E_{\rm tot}$与射电波段的能量比为ζ. $E_{\rm tot}$通常与X射线波段的能量相近, 对于FRB 200428, $\zeta \equiv E_{\rm tot}/E_{\rm rad} = E_{\rm X}/E_{\rm rad} \sim 10^5$[54].

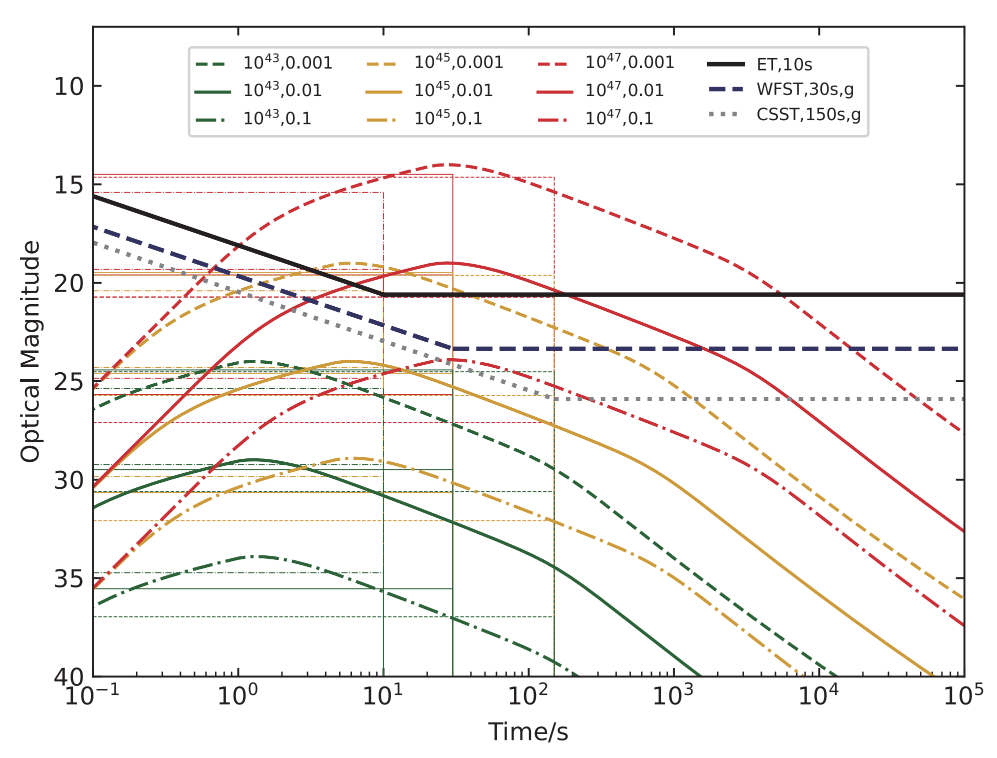


图 1 快速射电暴光学余辉光变曲线及其10 s, 30 s, 150 s平均值示例. 灰色点线、深蓝色虚线和黑色实线分别为CSST在g波段的极限星等、WFST在g波段的极限星等以及ET的极限星等. 对应颜色的水平辅助线分别表示上述光变曲线10 s、30 s和150 s的平均流量(10 s、30 s、150 s以竖线标识, 分别对应ET、WEST、CSST的曝光时间).

Fig. 1 Example of a fast radio burst optical afterglow curve and its 10 s, 30 s, 150 s averages. The gray dotted line, dark blue dashed line, and solid black line are the limit magnitude of CSST in the g band, WFST in the g band, and ET. The horizontal auxiliary lines corresponding to the colors represent the average flow rates of the above light curve of 10 seconds, 30 seconds and 150 seconds, respectively (10 s, 30 s, 150 s are identified by vertical lines, corresponding to the exposure time of ET, WEST, and CSST).

当余辉持续时间大于望远镜的曝光时间时, 望远镜的灵敏度与标准计算相同, 当余辉持续时间小于望远镜曝光事件时, 有效的灵敏度反比于持续时间. 为了定量研究ET、WFST和CSST探测光学余辉的能力, 我们计算了各光学余辉在前10 s、30 s和150 s的平均流量, 图1中的点线展示了其中的几个例子. 可以看到, 在峰值之前, 曝光时间越长平均流量约大; 峰值之后, 曝光时间越长平均流量约小. 但平均流量的下降速度慢于光变曲线的下降速度. 图2展示了$\zeta \equiv E_{\rm tot}/E_{\rm rad} \sim 10^5$时模拟得到的峰值的时间与流量的散点图. 统计发现, 在我们模拟的10^6个FRB中, 383个的平均流量大于CSST的g波段灵敏度, 189个的平均流量大于WFST的g波段灵敏度, 57个的平均流量大于ET的白光波段灵敏度.

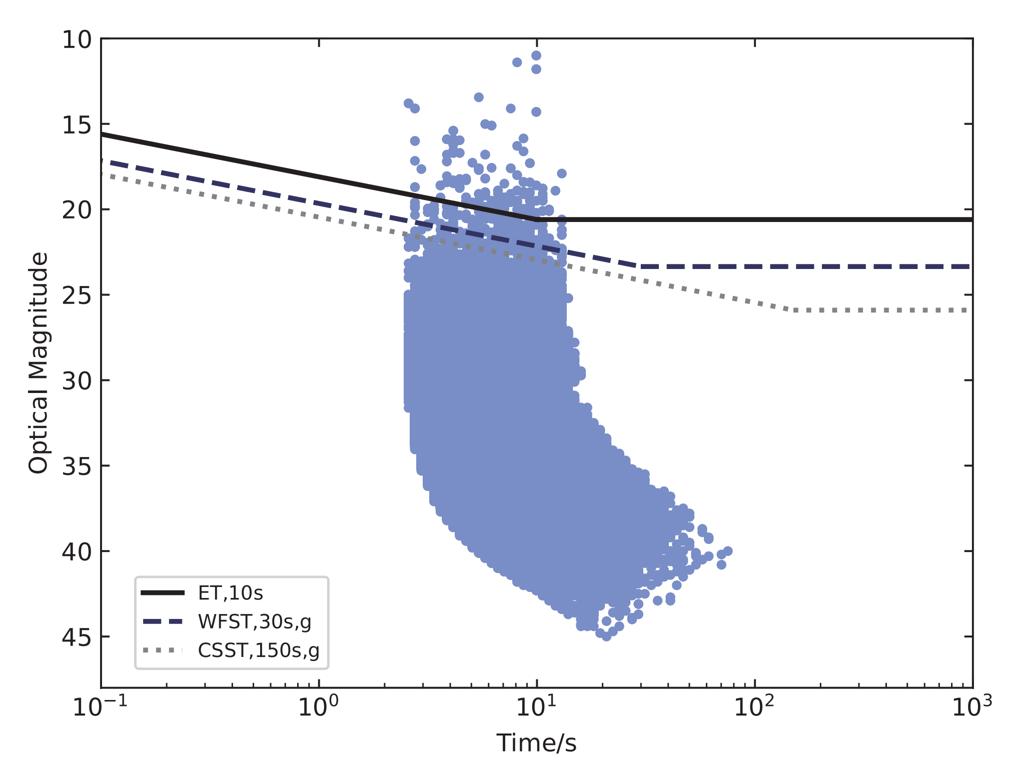


图 2　模拟得到的快速射电暴光学余辉峰值时间与星等散点图. 其中, 总能量-射电能量比设为$\zeta \equiv E_{\rm tot}/E_{\rm rad} \sim 10^5$. 灰色点线、深蓝色虚线和黑色实线分别为CSST在g波段的极限星等、WFST在g波段的极限星等以及ET的极限星等.

Fig. 2　Simulated peak time and peak flux of fast radio burst optical afterglow. The ratio between the total energy and the radio energy $\zeta \equiv E_{\rm tot}/E_{\rm rad} \sim 10^5$ is assumed. The limit magnitude of CSST in the g band, WFST in the g band, and ET are presented as gray dotted line, dark blue dashed line, and solid black line.

最后, 我们通过CHIME样本中给出的快速射电暴爆发率[51]进行归一化, 并考虑各望远镜的视场, 即得到各望远镜对快速射电暴光学余辉的探测率. 快速射电暴的年探测率可估计为:

$$R_{\rm FRB,opt} = \frac{\Omega T}{4\pi} P_{\rm FRB} \int_0^{z_{\max}} \frac{\phi(z)}{1+z} \frac{{\rm d}V(z)}{{\rm d}z} {\rm d}z\,. \quad (19)$$

这里, T为观测时间, Ω为望远镜覆盖天空的立体角, $\phi(z)$为(16)式中给出的快速射电暴爆发率随红移的分布, $z_{\max}$为红移的积分上限, 与模拟快速射电暴在宇宙中的分布时取了相同的上限. $(1+z)^{-1}$表示宇宙膨胀因子, ${\rm d}V(z)/{\rm d}z = 4\pi c D_{\rm L}^2(z)/[(1+z)^2 H_0\sqrt{\Omega_{\rm m}(1+z)^3+\Omega_\Lambda}]$是共动体积. $P_{\rm FRB}$是上述1000000次模拟样本中, CSST、WFST、ET的探测比例. 假设观测周期$T = 1$ yr, 我们可以计算出快速射电暴的年探测率如表3所示. 同时展示了总能量-射电能量比ζ为10^4、10^5和10^6时的结果.

表 3 快速射电暴光学余辉的年探测率

Table 3 The annual event rate of the optical afterglow of FRBs

Telescope			WFST	CSST	ET
$E_{\rm tot}/E_{\rm rad}=10^4$	peak	$P_{\rm FRB}$	7.30×10^{-5}	2.65×10^{-4}	2.10×10^{-5}
		event rate	0.52	0.69	24.82
	mean	$P_{\rm FRB}$	5.10×10^{-5}	9.20×10^{-5}	1.90×10^{-5}
		event rate	0.36	0.24	22.46
$E_{\rm tot}/E_{\rm rad}=10^5$	peak	$P_{\rm FRB}$	2.60×10^{-4}	8.22×10^{-4}	7.0×10^{-5}
		event rate	1.84	2.14	82.73
	mean	$P_{\rm FRB}$	1.89×10^{-4}	3.83×10^{-4}	5.70×10^{-5}
		event rate	1.34	1.00	67.37
$E_{\rm tot}/E_{\rm rad}=10^6$	peak	$P_{\rm FRB}$	7.81×10^{-4}	2.13×10^{-3}	2.22×10^{-4}
		event rate	5.54	5.55	262.38
	mean	$P_{\rm FRB}$	6.58×10^{-4}	1.44×10^{-3}	1.59×10^{-4}
		event rate	4.67	3.75	187.92

可以看到, 当$\zeta=E_{\rm tot}/E_{\rm rad}=10^5$时, 以平均流量为判定标准, WFST、CSST和ET的快速射电暴光学余辉年探测率分别为1.3、1.0和67个. 当使用峰值流量作为判定标准时, 探测率约增大为平均流量作为判定标准的2倍. 由于较高的灵敏度, 在我们模拟的样本中, CSST的探测比例$P_{\rm FRB}$最高, 为3.83×10^{-4}. 然而, ET的视场远大于WFST和CSST, 因此具有最高的年探测率. 如果总能量和射电能量的比例ζ为10^4, 则除ET外所有望远镜的年探测率都小于1个. 在CSST预期的10 yr巡天时间中, 预计只能探测到2.4个. 如果ζ为10^6, 则WFST和CSST的年探测率分别为4.7和3.8个, ET约为每月16个. 由此可见, WFST、CSST和ET中的探测结果也可以用于限制总能量和射电的能量比.

4 讨论与结论

本文研究了理论预言的快速射电暴光学对应体在中国未来大视场望远镜中国空间站望远镜(CSST)、2.5 m大视场巡天望远镜(WFST)和地球2.0 (ET)的可探测性. 对于毫秒时标光学对应体, 最理想情况下射电-光学流量比$\eta_\nu=5\times10^{-2}$时, WFST、CSST和ET的年探测率可以达到成百上千. 但Gaia和ZTF观测限制了$\eta_\nu<10^{-3}$, 对应的WFST、CSST和ET的年探测率分别为1.1个、0.6个和19.5个. 对于小时时标光学对应体, 最理想情况下超新星遗迹的年龄为5年、η_ν为10^{-6}时, 年探测率大都在100以上. 但对于类似于SGR 1935+2154的超新星遗迹, 年探测率小于10^{-5}, 即几乎无法探测. 对于相对论性外流与介质相互作用产生的光学余辉, 持续时间为秒到小时, 当总能量-射电能量比与FRB 200428类似$\sim10^5$时, CSST、WFST和ET的年探测率分别为1.3、1.0和67个.

研究表明, 在观测中对于短时标的光学对应体, 短曝光和大视场有利于提高探测率. 对于小时时标的光学对应体, 提高望远镜灵敏度对于提高探测率更加有效. 因此, 对于毫秒时标光学对应体和秒到小时的光学余辉, ET具有最高的探测率. 对于小时时标的光学对应体, CSST具有最高的年探测率. 因此在对巡天项目进行设计时, 如果希望探测到更多的秒量级及以下的短时标光学爆发, 应着重于短曝光和增大视场. 特别是, 如果能够使用CMOS或者EMCCD (Electron-Multiplying CCD), 获得毫秒量级的曝光, 将极大提高毫秒量级光学对应体的探测能力.

另一方面, 快速射电暴光学对应体的确认也是一个待解决的问题. 相对于标准的光学巡天, 快速射电暴光学对应体的持续时标都比较短. 在实际观测中, 只表现为一个观测点, 极其容易与宇宙射线等污染源混淆. 因此, 尚不能排除Gaia等现有巡天望远镜已经探测到类似的暂现源, 只是无法从科学上确认和报道. 首先, 在WFST、CSST和ET的观测中, CSST使用了多滤光片扫描模式, 有时会在一小时内多次扫描同一天区, 可能获得小时量级光学对应体的较好采样, 并通过光变曲线和颜色进行确认. 因此, 对小时量级光学对应体光变和颜色的研究有利于从未来CSST的样本中挑选出快速射电暴光学对应体的候选体. 其次, DSA-100 (Deep Synoptic Array)和ASKAP (Australian Square Kilometre Array Pathfinder)等望远镜获得了越来越多具有角秒定位精度的快速射电暴[55], CHIME也能够获得角分定位精度的快速射电暴[56], 将有利于快速射电暴光学对应体的确认. 同时, 也有一些文章讨论了毫秒时标光学爆发在图像上的特殊性, 可能有利于筛选候选体[57]. 但实际的情况可能更加复杂, 有效性也有待深入研究. 最后, 最理想的情况是同时观测到光学对应体和射电波段的爆发. 因此, 可以在观测策略上尽量与500 m口径球面射电望远镜(Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST)等进行同时观测. 这种情况下观测到的光学对应体是最可靠的, 也最有利于对其中的物理过程进行研究.

致谢 感谢审稿人对文章提出的宝贵建议使文章质量有了显著的提高. 感谢ADS数据库的协助.

参 考 文 献

[1] Lorimer D R, Bailes M, McLaughlin M A, et al. Science, 2007, 318: 777

[2] CHIME/FRB Collaboration. ApJS, 2021, 257: 59

[3] Popov S B, Postnov K A. Evolution of Cosmic Objects through Their Physical Activity. Yerevan and Byurakan, Armenia: "Gitutyun" Publishing House of NAS RA, 2010: 129

[4] Totani T. PASJ, 2013, 65: L12

[5] Geng J J, Huang Y F. ApJ, 2015, 809: 24

[6] Bochenek C D, Ravi V, Belov K V, et al. Nature, 2020, 587: 59

[7] CHIME/FRB Collaboration. Nature, 2020, 587: 54

[8] Yang Y P, Zhang B, Wei J Y. ApJ, 2019, 878: 89

[9] Metzger B D, Margalit B, Sironi L MNRAS, 2019, 485: 4091

[10] Beloborodov A M. ApJ, 2020, 896: 142

[11] Yi S X, Gao H, Zhang B. ApJ, 2014, 792: L21

[12] Hardy L K, Dhillon V S, Spitler L G, et al. MNRAS, 2017, 472: 2800

[13] MAGIC Collaboration. MNRAS, 2018, 481: 2479

[14] Karpov S, Jelinek M, Strobl J. AN, 2019, 340: 613

[15] Cruces M, Spitler L G, Scholz P, et al. MNRAS, 2021, 500: 448

[16] Pilia M, Burgay M, Possenti A, et al. ApJ, 2020, 896: L40

[17] Zampieri L, Burtovoi A, Fiori M, et al. ATel, 2020: 13493

[18] Kilpatrick C D, Burchett J N, Jones D O, et al. ApJ, 2021, 907: L3

[19] Niino Y, Doi M, Sako S, et al. ApJ, 2022, 931: 109

[20] Andreoni I, Lu W, Smith R M, et al. ApJ, 2020, 896: L2

[21] Andreoni I, Roestel J van, Graham M, et al. ATel, 2021: 14666

[22] Chen G, Ravi V, Lu W. ApJ, 2020, 897: 146

[23] Li L, Li Q C, Zhong S Q, et al. ApJ, 2022, 929: 139

[24] Zhan H. An Overview of the Chinese Space Station Optical Survey. 42nd COSPAR Scientific Assembly, Pasadena, California, USA, June 27th, 2018

[25] Gong Y, Liu X, Cao Y, et al. ApJ, 2019, 883: 203

[26] Lei L, Zhu Q F, Kong X, et al. RAA, 2023, 23: 035013

[27] Hu M, Hu L, Jiang J, et al. Univ, 2022, 9: 7

[28] Ge J, Zhang H, Zang W, et al. 2022, arXiv:2206.06693

[29] Katz J I. MNRAS, 2018, 481: 2946

[30] Kumar P, Lu W, Bhattacharya M. MNRAS, 2017, 468: 2726

[31] Ghisellini G, Locatelli N. A&A, 2018, 613: A61

[32] Yang Y P, Zhang B. ApJ, 2018, 868: 31

[33] Lu W, Kumar P. MNRAS, 2019, 483: L93

[34] Lyubarsky Y. MNRAS, 2014, 442: L9

[35] Beloborodov A M. ApJ, 2017, 843: L26

[36] Ghisellini G. MNRAS, 2017, 465: L30

[37] Waxman E. ApJ, 2017, 842: 34

[38] Margalit B, Metzger B D, Sironi L. MNRAS, 2020, 494: 4627

[39] Pleunis Z, Good D C, Kaspi V M, et al. ApJ, 2021, 923: 1

[40] Zhou P, Zhou X, Chen Y, et al. ApJ, 2020, 905: 99

[41] Murase K, Kashiyama K, Mészáros P. MNRAS, 2016, 461: 1498

[42] Yang Y P, Zhang B, Dai Z G. ApJ, 2016, 819: L12

[43] Metzger B D, Berger E, Margalit B. ApJ, 2017, 841: 14

[44] Israel G L, Esposito P, Rea N, et al. MNRAS, 2016, 457: 3448

[45] Mészáros P, Rees M J. ApJ, 1997, 476: 232
[46] Sari R, Piran T, Narayan R. ApJ, 1998, 497: L17
[47] Gao H, Lei W H, Zou Y C, et al. NewAR, 2013, 57: 141
[48] Thornton D, Stappers B, Bailes M, et al. Science, 2013, 341: 53
[49] James C W, Prochaska J X, Macquart J P, et al. MNRAS, 2022, 510: L18
[50] Zhang R C, Zhang B. ApJ, 2022, 924: L14
[51] Shin K, Masui K W, Bhardwaj M, et al. ApJ, 2023, 944: 105
[52] Madau P, Dickinson M. ARA&A, 2014, 52: 415
[53] Schechter P. ApJ, 1976, 203: 297
[54] Margalit B, Beniamini P, Sridhar N, et al. ApJ, 2020, 899: L27
[55] Connor L, Ravi V, Catha M, et al. ApJ, 2023, 949: L26.
[56] Michilli D, Bhardwaj M, Brar C, et al. ApJ, 2023, 950: 134
[57] Megias Homar G, Meyers J E, Kahn S M. ApJ, 2023, 950: 21

Detectability of Fast Radio Burst Optical Counterparts with the Future Chinese Wide Field Telescopes

ZHOU Qi-lin[1,2] LI Ye[2] GENG Jin-jun[2] YANG Yuan-pei[3] HU Mao-kai[2] HU Lei[2] WU Xue-feng[2] ZHENG Sheng[1]

(1 Center of Astronomy and Space Science, China Three Gorges University, Yichang 443002)
(2 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(3 South-Western Institute for Astronomy Research, Yunnan University, Kunming 650504)

Abstract Fast Radio Bursts (FRBs) are extra-galactic origin milli-second duration bright radio bursts. Theoretically, FRBs may produce optical counterparts with durations from milliseconds to hours. The FRB optical counterparts may be detectable in future large field telescopes in China, including the China Space Station Survey Space Telescope (CSST), the 2.5-meter Large Field Survey Telescope (WFST) of the University of Science and Technology of China (USTC), and the Purple Mountain Observatory (PMO), and Earth 2.0 (ET). The fast radio burst optical counterparts are grouped into millisecond time-scale optical counterparts, hourly time-scale optical counterparts, and optical afterglow for our study. The first two can be generated by the high-energy extension of FRBs or the radio radiation of fast radio bursts and the inverse Compton scattering of high-energy electrons. The event rates highly depend on the optical-radio flux ratio η_ν. For millisecond duration optical counterparts, the detection rate of WFST, CSST, and ET can reach hundreds per year in an ideal case. If $\eta_\nu \sim 10^{-3}$, the corresponding annual detection rates of WFST and CSST are in the order of 1, and the annual detection rate of ET is 19.5. For the hourly optical counterparts, ideally, the age of the supernova remnant is 5 years, η_ν is about 10^{-6}, and the annual detection rates are above 100. The X-ray counterpart of FRB 200428 indicates that FRBs may produce relativistic outflow, which will interact with the interstellar medium to produce optical afterglows. Combined with the standard afterglow model, the detectability of optical afterglow is explored with a simulation of fast radio bursts following the redshift and energy distribution from the literature. With a total energy-radio energy ratio similar to FRB 200428, $\zeta = 10^5$, the estimated annual detection rates of CSST, WFST, and ET are 1.3, 1.0, and 67, respectively.

Key words stars: fast radio burst (FRB), stars: neutron, stars: magnetars